

基于 VO₂/PS 复合相变材料的可调控 Casimir 平衡点*

周帅¹⁾ 苏明¹⁾ 彭顺²⁾ 吕丁丁²⁾ 戴士为³⁾ 葛力新^{2)†}

1) (郑州科技学院基础部, 郑州 450064)

2) (信阳师范大学物理电子工程学院, 信阳 464000)

3) (成都理工大学物理学院, 成都 610059)

(2026 年 1 月 19 日收到; 2026 年 3 月 27 日收到修改稿)

本文系统研究了溶液中悬浮金纳米薄片与复合相变材料之间的 Casimir 相互作用力. 复合相变材料以聚苯乙烯 (PS) 为基体, 填充二氧化钒 (VO₂) 球形颗粒 (VO₂/PS 复合相变材料) 构建而成. 由于 VO₂ 在金属态与绝缘态之间的相变会显著改变其介电常数, VO₂/PS 复合相变材料的电磁响应也受到物态相变的调控. 基于 Lifshitz 理论与有效介质理论, 本文研究了复合相变材料的厚度、系统温度、VO₂ 颗粒的填充分数等参数对 Casimir 压强的影响. 研究发现在特定填充分数范围内, 温度的改变可实现 Casimir 力从长程吸引力到形成稳定 Casimir 平衡点之间的转变. 本研究为调控 Casimir 平衡点提供了一种新途径, 并在微纳米尺度 Casimir 力的精细调控具有潜在应用价值.

关键词: Casimir 相互作用, 复合相变材料, 有效介质模型, 平衡点调控

DOI: 10.7498/aps.75.20260093

CSTR: 32037.14.aps.75.20260093

1 引言

卡西米尔 (Casimir) 效应是一种宏观量子现象. 1948 年, 荷兰物理学家亨德里克·卡西米尔 (Hendrik B. G. Casimir) 基于量子场论中的“真空不空”, 预言了真空中两块金属板会因量子涨落而出现吸引力的现象^[1]. 当两块金属板距离足够小时, 金属板会对两板间的电磁涨落产生限制. 只有特定电磁模式能够存在于板间, 而板外的电磁模式则不受限制. 由于板间与板外电磁模式的差异, 导致板间的能量低于板外, 从而产生了相互拉近的吸引力^[1]. 截至目前, 大量高精度实验已对 Casimir 吸引力进行了系统验证^[2-5]. Casimir 效应通常表现为一种相互吸引力, 能否获得排斥的 Casimir 力是

当前学术前沿聚焦的科学问题^[6], 相关研究已拓展至超构材料^[7,8]、拓扑绝缘体^[9-11]以及高折射率溶液^[12-14]等体系中. 相互排斥的 Casimir 力可避免微纳米物体直接接触产生的摩擦. 由 Casimir 效应引发的吸引、排斥、扭转及牵引等相互作用, 为纳米物体的精细操控提供了新的机制^[15-22].

一般说来, 两物体之间的 Casimir 力为吸引或者排斥力, 且 Casimir 力的大小随物体之间的距离增大呈现单调递减的规律. 然而, 在特定的体系中 Casimir 力随着两物体距离的增大可能由排斥转变为吸引, 或反之. 此时, 在某一特定距离 Casimir 力为零, 被称为 Casimir 平衡点. 2019 年, Zhao 等^[23]实验上首次观测到了稳定 Casimir 平衡点的现象. 该实验采用 Teflon@Au 作为衬底, 构建的 Casimir 平衡点可对悬浮于乙醇溶液中的金纳米薄片实现

* 国家自然科学基金 (批准号: 11804288) 和河南省自然科学基金 (批准号: 252300423002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lixinge@hotmail.com

稳定的“量子囚禁”. 此后, 基于不同材料体系的 Casimir 平衡点的动态调控被相继报道, 包括相变材料^[24]、外加电偏压的氧化铟锡 (ITO) 薄膜^[25]、磁光材料^[26]、石墨烯^[27] 以及离子溶液^[28,29] 等. 在水与有机溶液构成的双层液体体系中, 同样可形成 Casimir 平衡点, 并可通过调节水层厚度进行控制^[30].

复合材料是由两种或两种以上组分通过复合工艺形成的功能材料, 其等效介电响应由基体材料、填充颗粒材料以及填充分数等参数共同决定. 近年来, 复合材料的 Casimir 效应逐渐受到关注. 例如, Sun 等^[31,32] 研究了含非球形颗粒的金属-介电复合材料平板间的 Casimir 力; Estes 等^[33] 研究了复合材料作为悬浮板时的 Casimir 平衡点的规律, 并进一步探讨了大尺度填充颗粒对 Casimir 平衡点的作用^[34]. 此外, 多孔半导体复合材料 (如: 氧化硅气凝胶) 被证明可显著削弱 Casimir 力强度^[35]. 上述研究表明, 复合材料为调控 Casimir 相互作用提供了有效途径. 以往复合材料多为被动系统 (状态固定), 难以通过外部激励 (如: 电场、磁场、温度等) 实现人工调控. 相变材料可通过外部激励手段快速调控, 结合复合材料的丰富特性, 为 Casimir 平衡点的操控提供新的途径.

本文研究了溶液环境中金纳米薄片与复合相变材料之间的 Casimir 相互作用. 复合相变材料以聚苯乙烯 (PS) 为基体, 二氧化钒 (VO_2) 球形颗粒为填充颗粒 (VO_2/PS 复合相变材料). VO_2 是一种与温度密切相关的相变材料, 其临界温度 T_c 大约 340 K. 当温度低于 T_c 时, VO_2 表现为绝缘态; 温度高于 T_c 时, VO_2 表现为金属态^[24]. 基于有效介

质模型, 我们分析了 VO_2/PS 复合相变材料的电磁响应, 并利用 Lifshitz 理论对 Casimir 力进行计算. 研究表明, 金纳米薄片与复合相变材料之间的 Casimir 压强依赖于复合相变材料的物理参数 (如厚度、填充分数、温度). 在特定填充分数范围内, 可通过温度诱导 VO_2 相变, 实现体系由长程吸引态向具有稳定 Casimir 平衡点的状态转变. 此外, 我们讨论了不同分离溶液 (如甘油、溴苯、碘苯和二碘甲烷) 对 Casimir 平衡点调控的影响. 本研究对微纳机电系统 (MEMS) 中的 Casimir 量子悬浮与微纳颗粒操控具有重要参考价值.

2 理论模型

本文研究的几何结构如图 1(a) 所示. 衬底金的表面覆盖了一层厚度为 L 的 VO_2/PS 复合相变材料薄膜, 其上方为分离溶液 (有机溶液); 分离溶液中悬浮一块厚度为 L_0 (本文固定 $L_0 = 40 \text{ nm}$) 的金纳米薄片, 其与复合相变材料薄膜之间的距离为 d . 假设悬浮金纳米薄片的横向尺寸 (例如: $10 \mu\text{m}$ 量级^[23]) 远大于距离 d . 在该假设下, 作用在悬浮金纳米薄片上的 Casimir 压强可采用平板近似下的 Lifshitz 理论计算^[28], 其可表示为对 Matsubara 频率的求和形式^[27]:

$$P_c(d) = -\frac{k_B T}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} k_{//} K_n dk_{//} \times \sum_{\alpha=s,p} \frac{r_t^\alpha r_b^\alpha e^{-2K_n d}}{1 - r_t^\alpha r_b^\alpha e^{-2K_n d}}, \quad (1)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 表示系统温度, 求和

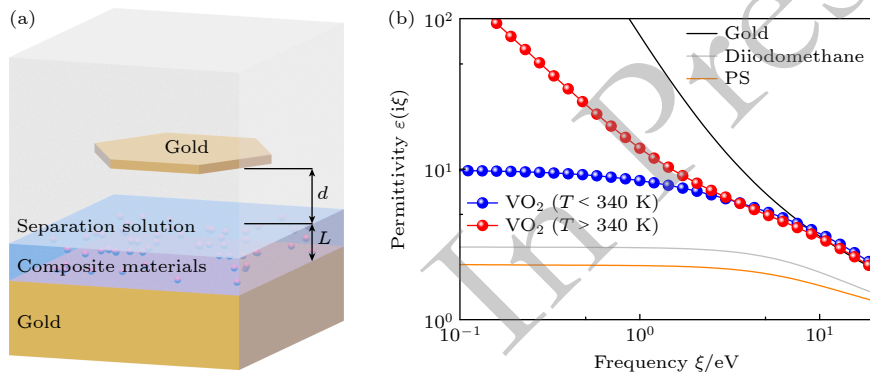


图 1 (a) 系统结构示意图, 悬浮金纳米薄片距复合相变材料表面为 d , 复合相变材料的厚度为 L ; (b) 材料的介电常数随虚频率变化
Fig. 1. (a) Schematic illustration of the system, the separation distance between the suspended gold nanoplate and the composite surface is d , and the thickness of the composite film is L ; (b) dielectric permittivities of the used materials as functions of imaginary frequency.

符号中的撇号 (') 表示 $n = 0$ 项需额外乘以权重因子 0.5, $k_{//}$ 为平行于界面的波矢量, $K_n = \sqrt{k_{//}^2 + \varepsilon_{\text{liq}}(i\xi_n)\xi_n^2/c^2}$ 为垂直方向波矢量, c 为真空中的光速, $\varepsilon_{\text{liq}}(i\xi_n)$ 为分离溶液在虚频轴上的介电函数, $\xi_n = 2\pi \frac{k_B T}{\hbar} n$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) 为离散的 Matsubara 频率, \hbar 是约化普朗克常数; r 为反射系数, 其下标 t 与 b 分别对应图 1(a) 中的悬浮金纳米薄片与复合相变材料@金衬底结构; 上标 $\alpha = s, p$ 分别表示横电 (TE) 与横磁 (TM) 极化模式.

对于图 1(a) 所示的体系, r_t 对应于电磁波从分离溶液入射到金纳米薄片界面的反射系数; r_b 对应于电磁波从分离溶液入射到 VO₂/PS 复合相变材料薄膜@金衬底结构的反射系数. 以上层状结构的反射系数可通过传输矩阵方法得到 [23], 或可写成下列解析形式:

$$r^\alpha = \frac{r_{12}^\alpha + r_{23}^\alpha e^{-2k_{2z}l}}{1 + r_{12}^\alpha r_{23}^\alpha e^{-2k_{2z}l}}, \quad (2)$$

式中 l 为薄膜的厚度, $k_{2z} = \sqrt{k_{//}^2 + \varepsilon_2(i\xi)\xi^2/c^2}$ 为媒介 2 的垂直波矢分量, $\varepsilon_2(i\xi)$ 为该层媒介在虚频下的介电函数. 反射系数 r_{mn}^α 的下标 (1, 2 和 3) 用于区分电磁波从媒介 m 入射至媒介 n 的情形. 对于金属纳米薄片结构的反射系数, 下标 1, 2 和 3 分别对应于溶液、金属和溶液; 对于 VO₂/PS 复合相变材料薄膜@金衬底结构的反射系数, 下标 1, 2 和 3 分别对应于溶液、VO₂/PS 复合相变材料和金. 对应界面处的反射系数可写为

$$r_{12}^p = \frac{\varepsilon_2(i\xi_n)k_{1z}(i\xi_n, k_{//}) - \varepsilon_1(i\xi_n)k_{2z}(i\xi_n, k_{//})}{\varepsilon_2(i\xi_n)k_{1z}(i\xi_n, k_{//}) + \varepsilon_1(i\xi_n)k_{2z}(i\xi_n, k_{//})},$$

$$r_{12}^s = \frac{k_{1z}(i\xi_n, k_{//}) - k_{2z}(i\xi_n, k_{//})}{k_{1z}(i\xi_n, k_{//}) + k_{2z}(i\xi_n, k_{//})}, \quad (3)$$

$$r_{23}^p = \frac{\varepsilon_3(i\xi_n)k_{2z}(i\xi_n, k_{//}) - \varepsilon_2(i\xi_n)k_{3z}(i\xi_n, k_{//})}{\varepsilon_3(i\xi_n)k_{2z}(i\xi_n, k_{//}) + \varepsilon_2(i\xi_n)k_{3z}(i\xi_n, k_{//})},$$

$$r_{23}^s = \frac{k_{2z}(i\xi_n, k_{//}) - k_{3z}(i\xi_n, k_{//})}{k_{2z}(i\xi_n, k_{//}) + k_{3z}(i\xi_n, k_{//})}, \quad (4)$$

式中,

$$k_{jz} = \sqrt{k_{//}^2 + \varepsilon_j(i\xi)\xi^2/c^2}, \quad j = 1, 2, 3.$$

本文在 Casimir 压强的数值计算过程中, 金的介电函数模型取自文献 [36], 有机溶液及 PS 的介电函数采用文献 [13] 中给出的实验拟合模型, 而 VO₂ 的介电响应则依据文献 [37] 中的参数化模型.

VO₂/PS 复合相变材料的介电函数通过有效介质理论进行描述, 分别采用 Maxwell-Garnett 模型、Bruggeman 模型以及 Cuming 模型进行对比分析. 这 3 种模型对应的表达式如下:

$$\varepsilon_\phi^{\text{MG}}(\omega) = \varepsilon_T(\omega) \frac{2(1-\phi)\varepsilon_T(\omega) + (1+2\phi)\varepsilon_A(\omega)}{(2+\phi)\varepsilon_T(\omega) + (1-\phi)\varepsilon_A(\omega)}, \quad (5)$$

$$\phi \frac{\varepsilon_A(\omega) - \varepsilon_\phi^{\text{Bru}}(\omega)}{\varepsilon_A(\omega) + 2\varepsilon_\phi^{\text{Bru}}(\omega)} + (1-\phi) \frac{\varepsilon_T(\omega) - \varepsilon_\phi^{\text{Bru}}(\omega)}{\varepsilon_T(\omega) + 2\varepsilon_\phi^{\text{Bru}}(\omega)} = 0, \quad (6)$$

$$\log(\varepsilon_\phi^{\text{Cum}}(\omega)) = \phi \log(\varepsilon_A(\omega)) + (1-\phi) \log(\varepsilon_T(\omega)), \quad (7)$$

其中 $\varepsilon_\phi^{\text{MG}}(\omega)$, $\varepsilon_\phi^{\text{Bru}}(\omega)$ 和 $\varepsilon_\phi^{\text{Cum}}(\omega)$ 为不同模型下的复合相变材料的等效介电常数, $\varepsilon_T(\omega)$ 为基体的介电常数, $\varepsilon_A(\omega)$ 为填充颗粒材料的介电常数, ϕ 为填充颗粒的填充分数. 在 3 种有效介质模型中, Maxwell-Garnett 模型假定填充颗粒处于稀疏分布状态, 且颗粒内部电场近似均匀, 通常适用于球形或椭球形填充体的情形 [38]. Bruggeman 模型则在对称处理基体与填充相的基础上, 常用于描述球形颗粒在中等填充分数范围内的复合体系 [39]. 相比之下, Cuming 模型不对填充颗粒的具体几何形状作严格假设, 并被证明在较高填充分数条件下仍具有良好的适用性 [40].

上述有效介质模型建立在填充颗粒在基体中统计均匀分散的假设基础上. 对于较高的填充分数下, VO₂ 纳米颗粒在实际制备过程中可能发生局域团聚效应, 从而使复合材料偏离均匀弥散分布的假设. 此时, 有效介质模型需结合颗粒分散性、团聚尺度进行更精细的修正.

3 结果和讨论

3.1 材料在虚频轴上的介电常数

图 1(b) 给出了不同材料在虚频轴上的介电函数. 可以看到, 金的介电常数在整个频率范围内明显大于其他材料. 尤其在低频区域, 金的介电常数迅速增大, 这一特征反映了金属自由载流子对低频电磁波的强烈响应. VO₂ 作为典型的相变材料, 在不同温度下呈现出截然不同的电磁行为: 当处于金属态 ($T > 340$ K) 时, 其介电常数随虚频降低而显著增大, 表现出类似低电导金属 (poor metal) 的特征; 而在绝缘态 ($T < 340$ K) 下, VO₂ 的低频介电

常数维持在有限范围, 其数值与本征的硅相近. 相比之下, PS 的介电常数整体低于溶液二碘甲烷 (高折射率分离溶液). 当两平板 (记为介质 1 与 2) 被液体介质隔开时, 只有在较宽的频率范围内满足 $\varepsilon_1(i\xi) > \varepsilon_{\text{liq}}(i\xi) > \varepsilon_2(i\xi)$ 的条件, 体系才可能产生排斥性 Casimir 力^[41].

当 VO₂ 以填充颗粒的形式嵌入 PS 基体并形成复合相变材料, 其等效介电响应不再由单一材料决定. 图 2 对比了 3 种有效介质模型下 VO₂/PS 复合相变材料介电常数随虚频的变化行为. 可以看到, 复合相变材料的等效介电函数同时依赖于 VO₂ 的填充分数以及 VO₂ 的物态 (绝缘态或金属态). 随着填充分数 ϕ 的增大, VO₂/PS 复合相变材料的介电常数呈现出增大趋势. 在较宽的虚频区间内, Maxwell-Garnett 模型与 Cuming 模型给出的介电常数结果基本一致, 表明在当前参数范围内, 这两种模型对 VO₂/PS 复合体系的等效介电描述具有较好的稳定性. 相比之下, Bruggeman 模型在较低填充分数 (如 $\phi = 0.1$) 时与前两种模型的预测结果接近, 而在较高填充分数 (如 $\phi = 0.2, 0.3$) 条件下, 其给出的介电常数明显偏大. 因此, 在较高填充分数下, 不同有效介质模型对复合相变材料介电响应的预测, 以及对后续 Casimir 压强的计算结果产生不同影响, 这一点将在后续的讨论中进一步体现.

3.2 不同有效介质模型下的 Casimir 压强

图 3 展示了以二碘甲烷作为分离溶液, 悬浮金纳米薄片所受 Casimir 压强随 VO₂ 填充分数的变

化关系. 计算分别基于 Maxwell-Garnett, Cuming 以及 Bruggeman 三种有效介质模型, 并对比了 300 K (VO₂ 处于绝缘态) 与 360 K (VO₂ 处于金属态) 这两种温度的情形. 在温度 $T = 300$ K 到 360 K 的变化范围内, VO₂ 在相变前后介电响应应具有显著变化. 同时, 假设 PS 和有机溶液的介电常数不随温度变化. 在考虑的温度区间范围内, 这些非相变的背景介质的光学参数随温度的变化 (10^{-4} K⁻¹ 量级) 可以忽略不计^[24]. 图中 Casimir 压强的正值代表排斥性, 负值代表吸引力, 灰色区域表示 Casimir 压强的绝对值大于 2 Pa. 在填充分数 $\phi = 0$ 的情况下, VO₂/PS 复合相变材料退化为纯 PS 薄膜, 此时 3 种有效介质模型给出的 Casimir 压强完全一致. 随着 ϕ 的增大, Casimir 压强受到明显的调控, 且不同模型对 Casimir 压强的预测略微出现差异. 在较高填充分数条件下 (例如 $\phi = 0.25$), 无论 VO₂ 处于金属态还是绝缘态, 3 种有效介质模型均预测体系表现为长程吸引力, Casimir 平衡点不再存在. 这表明在高填充分数区间内, VO₂/PS 复合相变材料的介电响应已足以破坏产生排斥 Casimir 力所需的介电排序关系.

除了 Casimir 压强, 金纳米薄片稳定悬浮的位置还和重力、浮力有关. 金纳米薄片的重力与浮力的合力为 $P_0 \approx (\rho_{\text{Au}} - \rho_{\text{liq}})gL_0$, 其中 ρ_{Au} 与 ρ_{liq} 分别为金和液体的密度, g 为重力加速度. 本文中厚度 $L_0 = 40$ nm, 不同液体下 $P_0 \sim 7$ mPa. 由图 3 可知, 当考虑重力与浮力的影响后, 金纳米薄片稳定悬浮的位置 (绿色虚线) 几乎与 Casimir 平衡点 (黑色实线) 的位置一致. 这个结果表明金纳米薄片

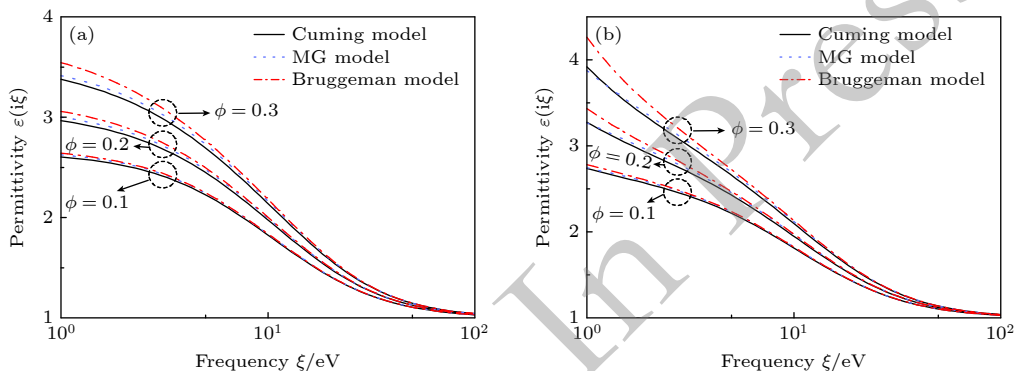


图 2 3 种有效介质模型下, 不同填充分数的 VO₂/PS 复合相变材料的介电常数 (a) 温度 $T < 340$ K 代表 VO₂ 呈绝缘态; (b) 温度 $T > 340$ K 代表 VO₂ 呈金属态

Fig. 2. The dielectric permittivities of VO₂/PS composite materials with different filling fractions calculated using three effective medium models: (a) The temperature $T < 340$ K, where VO₂ is in the insulating phase; (b) $T > 340$ K, where VO₂ is in the metallic phase.

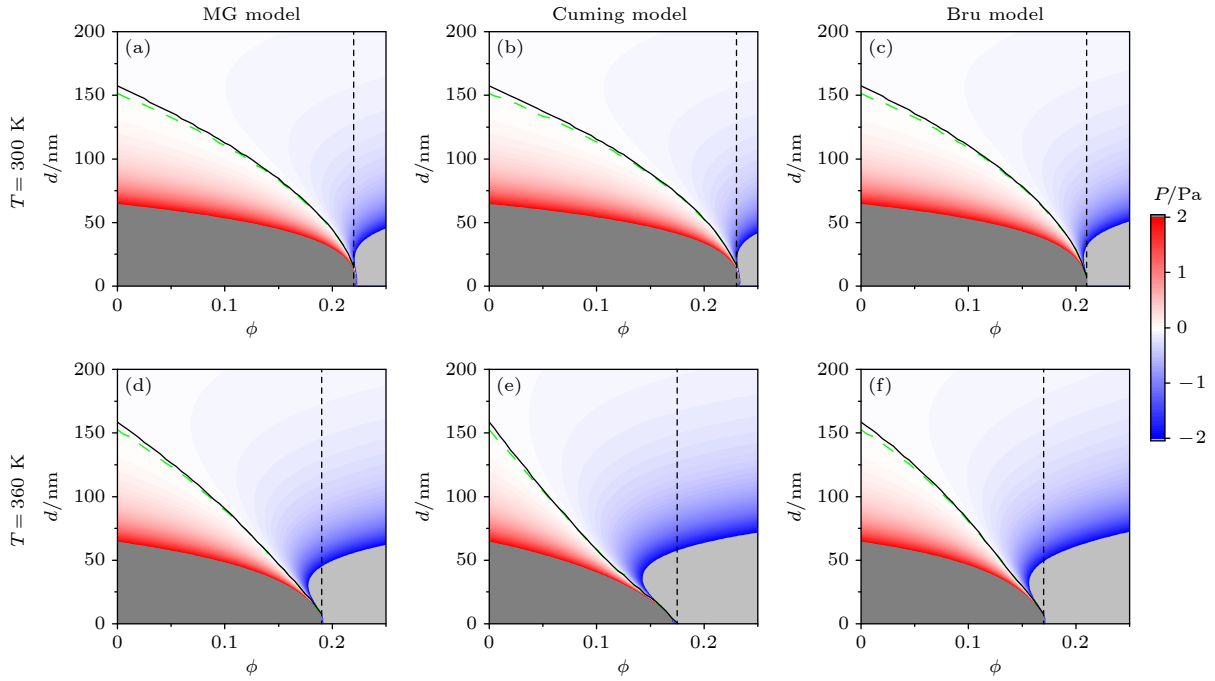


图3 3种不同有效介质模型下,系统Casimir压强随填充充分数的变化 (a), (d) Maxwell-Garnett模型; (b), (e) Cuming模型; (c), (f) Bruggeman模型. VO_2/PS 复合相变材料薄膜厚度 $L = 150\text{ nm}$,系统温度分别设定为300 K(上)和360 K(下);黑色实线代表Casimir平衡点的位置,绿色虚线代表考虑重力与浮力后,金纳米薄片稳定悬浮的位置,黑色虚线代表存在Casimir平衡点的 ϕ 的临界值

Fig. 3. Casimir pressure of the system as a function of the filling fraction calculated using three different effective medium models: (a), (d) Maxwell-Garnett model; (b), (e) Cuming model; (c), (f) Bruggeman model. The thickness of the VO_2/PS composite film is fixed at $L = 150\text{ nm}$; the temperatures are set to 300 K (upper) and 360 K (lower), respectively; the black solid line represents the position of Casimir equilibrium, while the green dashed line represents the suspension position of the gold nanoplate when gravity and buoyancy are taken into account; the black dashed line corresponds to the critical value of ϕ where the Casimir equilibrium exists.

的悬浮高度主要由Casimir力决定.本文中的Casimir平衡点附近表现为“短程排斥、长程吸引”的特征,是一种稳定的平衡点.

不同的有效介质模型均呈现出明显的Casimir平衡点调控现象.以Maxwell-Garnett模型为例,当填充分数 ϕ 位于0.19—0.22范围内且系统温度为300 K时,Casimir压强在短程范围内表现为排斥性,而在较大分离距离处转变为吸引力,从而形成Casimir平衡点.当温度升高至360 K后,Casimir压强在整个分离距离范围内均表现为长程吸引力,平衡点随之消失.Cuming模型与Bruggeman模型同样给出了类似的温度调控趋势,对应的填充分数区间发生了轻微的偏移.

上述结果表明,尽管不同有效介质模型在高填充分数区域对 VO_2/PS 复合相变材料介电响应的预测存在差异,但3种模型均一致预言了基于 VO_2 物态相变实现Casimir平衡点调控的可行性.这种模型间的定量差异为通过Casimir力测量反

推复合材料的有效模型提供了潜在的实验判据.

3.3 基于 VO_2 物态相变的Casimir平衡点创建、消除与调控

结合前文讨论,Maxwell-Garnett模型与本文所研究的 VO_2/PS 复合材料(球形 VO_2 颗粒填充)的结构匹配度高.在中等大小的填充分数范围内,其预测结果与其他两类模型基本一致,能够反映主要的物理规律.为突出物理机理并保持全文表述简洁,下文将选取Maxwell-Garnett模型作为计算和讨论Casimir相互作用力的主要模型.图4给出了在 VO_2/PS 复合相变材料薄膜厚度固定为 $L = 150\text{ nm}$ 时,悬浮金纳米薄片所受Casimir压强.当 VO_2 颗粒的填充分数 $\phi = 0.15$,无论是绝缘态(温度 $T = 300\text{ K}$)还是金属态($T = 360\text{ K}$),Casimir力表现出了类似的特性,即悬浮金纳米薄片靠近衬底时表现为排斥力,远离时表现为吸引力,在特定的距离下存在Casimir平衡点.当温度 $T = 300\text{ K}$

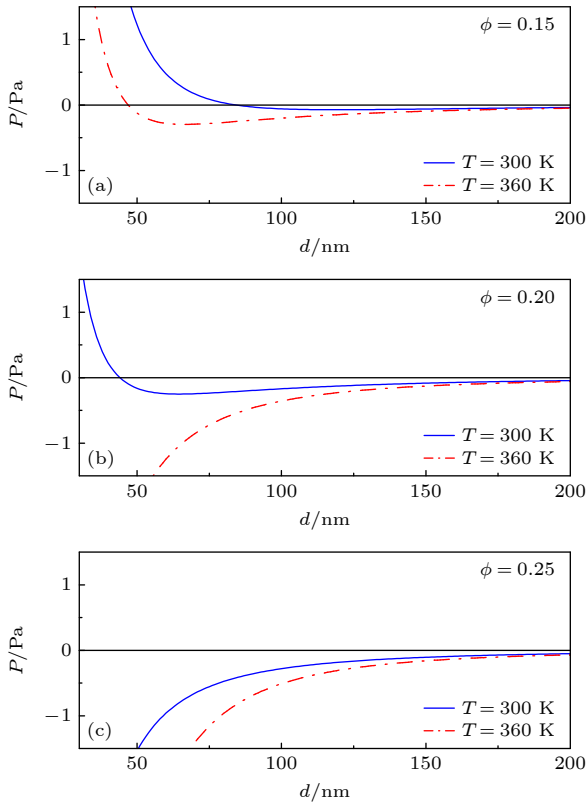


图 4 不同填充分数下, 悬浮金纳米薄片的 Casimir 压强随距离 d 的变化规律 (a) $\phi = 0.15$; (b) $\phi = 0.2$; (c) $\phi = 0.25$

Fig. 4. The Casimir pressure acting on the suspended gold nanoplate as a function of separation d with different filling fractions: (a) $\phi = 0.15$; (b) $\phi = 0.2$; (c) $\phi = 0.25$.

时, Casimir 平衡点约为 83.5 nm. 当温度 $T = 360$ K 时, Casimir 平衡点降低至约 46.5 nm. 这表明复合相变材料中 VO_2 颗粒的物态相变可以有效调控 Casimir 平衡点的高度. 当填充分数 $\phi =$

0.2 且温度 $T = 300$ K 时, 悬浮金纳米薄片的 Casimir 平衡点为约 43.5 nm; 当温度 $T = 360$ K 时, 悬浮金纳米薄片的 Casimir 压强表现为长程的吸引力, 即 Casimir 平衡点消失. 因此, 复合相变材料中 VO_2 颗粒的物态相变可以创建 (温度从 360 K 降至 300 K) 或消除 (温度从 300 K 升至 360 K) Casimir 平衡点. 当填充分数进一步增大到 $\phi = 0.25$ 时, 对于温度 $T = 300$ K 和 360 K 这两种情况, 悬浮金纳米薄片的 Casimir 压强表现为长程的吸引力, 无 Casimir 平衡点.

不同 VO_2/PS 复合相变材料薄膜厚度对 Casimir 平衡点的调控行为如图 5 所示, 其中 $\phi = 0.2$. 当温度为 300 K 时 (图 5(a)), L 在 30—300 nm 的范围内, 系统均存在 Casimir 平衡点, 且 Casimir 平衡点的位置随着薄膜厚度的增大向较大分离距离方向移动, 例如当 L 从 100 nm 增大至 200 nm 时, 平衡点高度约增大 20 nm, 表明复合相变材料薄膜厚度对 Casimir 相互作用的空间分布具有显著影响. 当温度升高至 360 K 时, VO_2 发生物态相变, 复合相变材料的等效介电响应随之改变, 在该温度条件下, 无论薄膜厚度取何值, 系统 Casimir 力始终表现为长程吸引力, 在整个分离距离范围内均未出现 Casimir 平衡点 (图 5(b)), 这说明温度诱导的 VO_2 物态转变能够有效抑制排斥性 Casimir 相互作用的形成.

基于 VO_2 物态相变实现 Casimir 相互作用调控已在文献 [24] 中报道, 通过 VO_2 薄膜的相变实现了 Casimir 相互作用从“量子囚禁”到释放态 (长

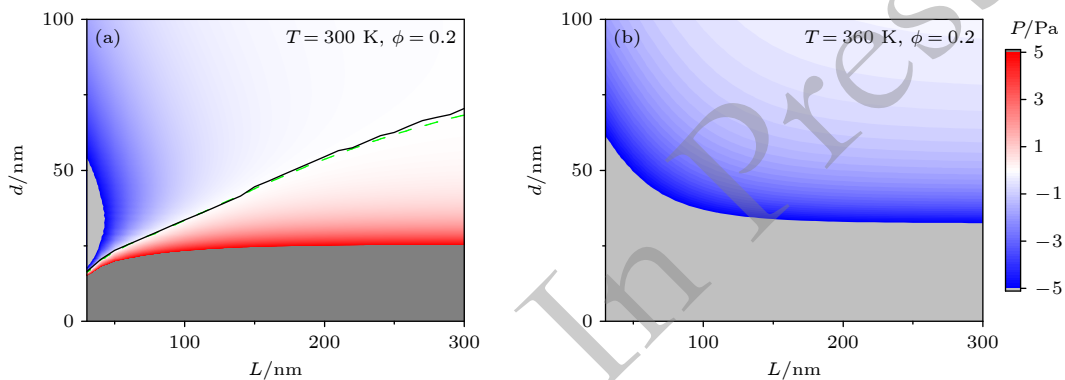


图 5 Casimir 压强随复合相变材料薄膜厚度 L 以及距离 d 的变化规律 (a), (b) 的温度分别设定为 300 K 和 360 K, 分离溶液为二碘甲烷, VO_2 颗粒的填充分数 $\phi = 0.2$

Fig. 5. The Casimir pressure as a function of composite film thicknesses L and the separation d : (a), (b) Correspond to temperatures of 300 K and 360 K, respectively; the intervening medium is diiodomethane, and the filling fraction of VO_2 particles is fixed at $\phi = 0.2$.

程 Casimir 排斥力) 的转变. 与该工作相比, 本文引入 VO₂/PS 复合相变材料结构, 不仅可以实现类似的调控功能, 还可通过调节复合相变材料薄膜中的 VO₂ 填充分数, 控制 Casimir 平衡点的存在与否, 并对平衡点的位置进行连续调节, 实现 Casimir 平衡点的创建与消除的动态调控.

3.4 不同分离溶液对 Casimir 平衡点的影响

图 6 分别展示了甘油、溴苯、碘苯作为分离溶液时, Casimir 压强在不同填充分数下的变化规律. 甘油作为分离溶液时, 在 300 K 和 360 K 温度下, 系统中 Casimir 力均为吸引力, 无法形成 Casimir 平衡点, 如图 6(a), (d) 所示. 这是由于甘油的介电常数在宽频范围内始终低于 VO₂/PS 复合相变材料的介电常数, 不具备产生 Casimir 排斥力的条件. 图 6(b), (e) 中溴苯作为分离溶液, 在填充分数从 0 逐渐增大到 0.04 的过程中, 在 300 K 和 360 K 两种温度下, 体系均存在 Casimir 平衡点. 基于物态相变对 Casimir 平衡点高度的调控较弱. 当填充分数 $\phi > 0.045$ 时, Casimir 压强表现为长程吸引力.

图 6(c), (f) 中碘苯作为分离溶液, 在填充分数从 0 逐渐增大到 0.04 的过程中, $T = 300$ K 时 Casimir 平衡点的悬浮高度从 110 nm 降低至 86 nm, $T = 360$ K 时, 则从 110 nm 降低至 76 nm. 填充分数在特定范围内 $\sim(0.095, 0.11)$, 系统出现 Casimir 平衡点从有到无的转变. 作为对比, 二碘甲烷作为分离溶液时 (图 3(a), (d)), 系统发生由存在 Casimir 平衡点到不存在平衡点的转变时, 相应填充分数的范围为 0.19—0.22. 这些对比, 不仅证明我们的设计在分离溶液的选择上并不单一, 也为实际应用中选择合适的分离溶液提供了依据.

在实际的实验测量中, 有机分离液体的残余离子会引入双电层或静电屏蔽效应, 导致纳米薄片的平衡点发生一定的偏移^[28], 这些影响因素是未来研究的一个方向. 同时, 液体的黏度也会影响悬浮纳米薄片的动力学响应.

4 结论

本文提出了一种基于 VO₂/PS 复合相变材料的可调控 Casimir 平衡点设计方案. 对比分析了不

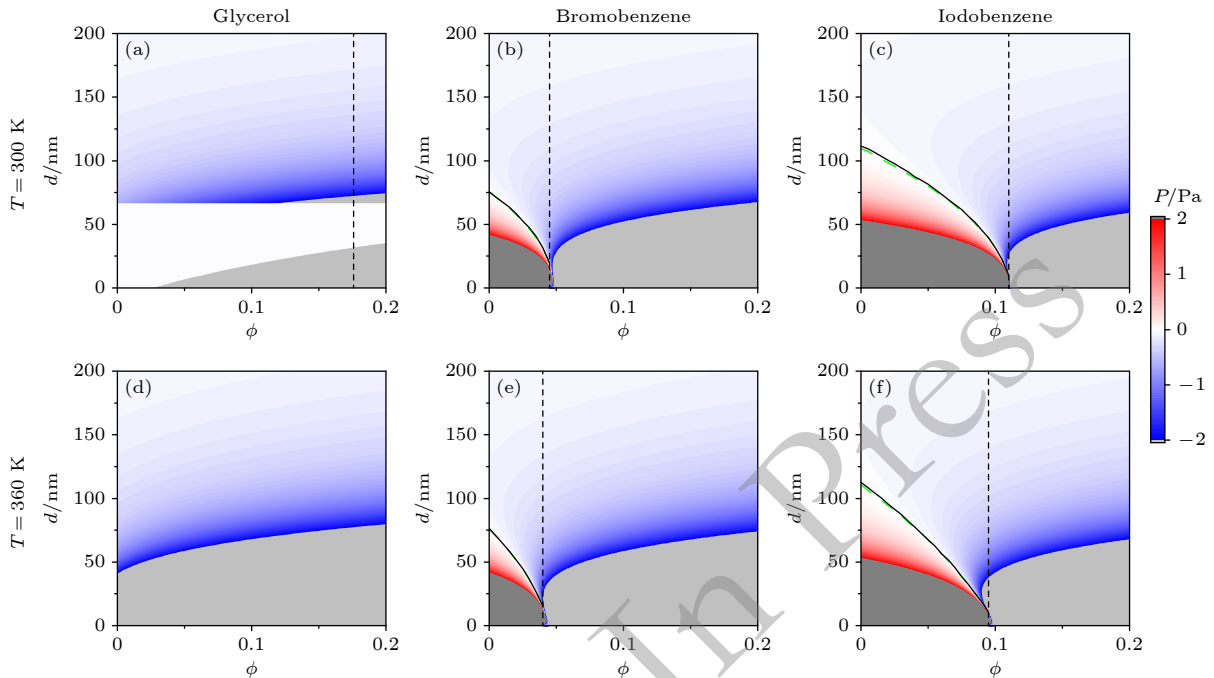


图 6 不同分离液体环境中, Casimir 压强随 VO₂ 填充分数的变化 (a), (d) 甘油; (b), (e) 溴苯; (c), (f) 碘苯. (a)—(c) 温度 $T = 300$ K; (d)—(f) 温度 $T = 360$ K. VO₂/PS 复合相变材料薄膜的厚度固定为 150 nm, 灰色的区域表示 Casimir 压强的绝对值大于 2 Pa

Fig. 6. Variation of the Casimir pressure with the filling fraction of VO₂/PS composites in different separating liquids: (a), (d) Glycerol; (b), (e) bromobenzene; (c), (f) iodobenzene. (a)—(c) $T = 300$ K; (d)—(f) $T = 360$ K. The thickness of the VO₂/PS composite film is fixed at 150 nm; the gray area indicates that the absolute value of the Casimir pressure is greater than 2 Pa.

同有效介质模型下, VO₂/PS 复合相变材料的介电响应函数. 基于 Lifshitz 理论, 本文对溶液环境中悬浮金纳米薄片与复合相变材料之间的 Casimir 力进行计算. 研究发现, VO₂/PS 复合相变材料的参数能够实现 Casimir 平衡点的有效调控, 体现出较好的模型适用性. VO₂ 颗粒的填充分数与温度是调控 Casimir 相互作用的两个关键参数. 通过调节复合材料中 VO₂ 颗粒的填充分数, 不仅可实现对 Casimir 平衡点位置的连续调节, 还可决定 Casimir 平衡点存在与否. 当 VO₂/PS 复合相变材料的填充分数在特定范围时, 借助温度诱导的 VO₂ 物态相变, 可实现 Casimir 平衡点的构建、消除的动态调控. 最后, 我们还讨论了复合相变材料的厚度, 以及不同分离溶液对 Casimir 平衡点的影响. 本文的研究为基于复合相变材料的 Casimir “量子囚禁”调控提供理论参考.

参考文献

- [1] Casimir H B 1948 *Proceedings of the Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen* (Vol. 51) p793
- [2] Klimchitskaya G, Mohideen U, Mostepanenko V 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1827
- [3] Lamoreaux S K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 5
- [4] Mohideen U, Roy A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4549
- [5] Xu Z J, Ju P, Gao X Y, Shen K H, Jacob Z, Li T C 2022 *Nat. Commun.* **13** 6148
- [6] Sheldon C, Spreng B, Munday J N 2024 *Appl. Phys. Rev.* **11** 041325
- [7] Rosa F S, Dalvit D A, Milonni P W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 183602
- [8] Song G, Zeng R, Al-Amri M, Xu J P, Zhu C J, He P F, Yang Y P 2018 *Opt. Express* **26** 34461
- [9] Grushin A G, Cortijo A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 020403
- [10] Nie W J, Zeng R, Lan Y H, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. B* **88** 085421
- [11] Zeng R, Fang S C, Gao T J, Li H Z, Yang S N, Yang Y P 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 104202 (in Chinese) [曾然, 方世超, 高泰吉, 李浩珍, 杨淑娜, 羊亚平 2025 物理学报 **74** 104202]
- [12] Zhang Y C, Zhang H, Wang X X, Wang Y H, Liu Y C, Li S, Zhang T Y, Fan C, Zeng C G 2024 *Nat. Phys.* **20** 1282
- [13] Van Zwol P, Palasantzas G 2010 *Phys. Rev. A* **81** 062502
- [14] Hu Y, Wu X H, Liu H T, Ge W X, Zhang J H, Huang X Q 2024 *ACS Photonics* **11** 1998
- [15] Gong T, Corrado M R, Mahbub A R, Sheldon C, Munday J N 2020 *Nanophotonics* **10** 523
- [16] Bao F L, Shi K Z, Cao G J, Evans J S, He S L 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 130401
- [17] Shen H, Liu S Q, Quan Y, Li Y Q, Wang T B, Yu T B, Tao X X 2025 *Nanotechnology* **36** 482002
- [18] Yu T, You W, Wang T B, Yu T B, Liao Q H 2023 *Results Phys.* **52** 106902
- [19] Wang L Q, Wu Y, Chen A X, Nie W J 2022 *Results Phys.* **41** 105939
- [20] Wang Y P, Zhang Z C, Yu Y F, Zhang Z M 2019 *Chin. Phys. B* **28** 014202
- [21] Jiang Q D, Wilczek F 2019 *Phys. Rev. B* **99** 125403
- [22] Jiang Z H Y, Chen F Y, Kou Z P, Yin J, Liu X F, Guo W L 2023 *J. Phys. Chem. B* **128** 350
- [23] Zhao R K, Li L, Yang S, Bao W, Xia Y, Ashby P, Wang Y, Zhang X 2019 *Science* **364** 984
- [24] Ge L X, Shi X, Xu Z J, Gong K 2020 *Phys. Rev. B* **101** 104107
- [25] Ge L X, Shi X, Liu L, Gong K 2020 *Phys. Rev. B* **102** 075428
- [26] Zeng R, Yang Y P 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 054201
- [27] Toyama H, Ikeda T, Iizuka H 2023 *Phys. Rev. B* **108** 245402
- [28] Ge L X, Liu K P, Gong K, Podgornik R 2024 *Phys. Rev. Appl.* **21** 044040
- [29] Lv D D, Zhou S, Liu K P, Dai S W, Ge L X 2025 *Chin. Phys. B* **34** 104202
- [30] Zhou S, Liu K P, Dai S W, Ge L X 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 014202 (in Chinese) [周帅, 柳开鹏, 戴士为, 葛力新 2025 物理学报 **74** 014202]
- [31] Sun J, Huang Y, Gao L 2014 *Phys. Rev. A* **89** 012508
- [32] Sun J, Hua X K, Goncharenko A, Gao L 2013 *Phys. Rev. A* **87** 042509
- [33] Estes V, Carretero-Palacios S, Míguez H 2015 *J. Phys. Chem. C* **119** 5663
- [34] Estes V, Carretero-Palacios S, Míguez H 2022 *J. Phys. Chem. Lett.* **13** 4513
- [35] Esquivel-Sirvent R 2007 *J. Appl. Phys.* **102**
- [36] Sehmi H S, Langbein W, Muljarov E A 2017 *Phys. Rev. B* **95** 115444
- [37] Pirozhenko I, Lambrecht A 2008 *Phys. Rev. A* **77** 013811
- [38] Skryabin I, Radchik A, Moses P, Smith G 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 2221
- [39] Losurdo M, Hingerl K 2013 *Ellipsometry at the Nanoscale* (Vol. 268) (Springer) pp156-167
- [40] Prasad A, Prasad K 2007 *Physica B* **396** 132
- [41] Munday J N, Capasso F, Parsegian V A 2009 *Nature* **457** 170

Tunable Casimir equilibrium based on VO₂/PS composite phase-change materials*

ZHOU Shuai¹⁾ SU Ming¹⁾ PENG Shun²⁾ LV Dingding²⁾
 DAI Shiwei³⁾ GE Lixin^{2)†}

1) (*Department of Basic Courses, Zhengzhou University of Science and Technology, Zhengzhou 450064, China*)

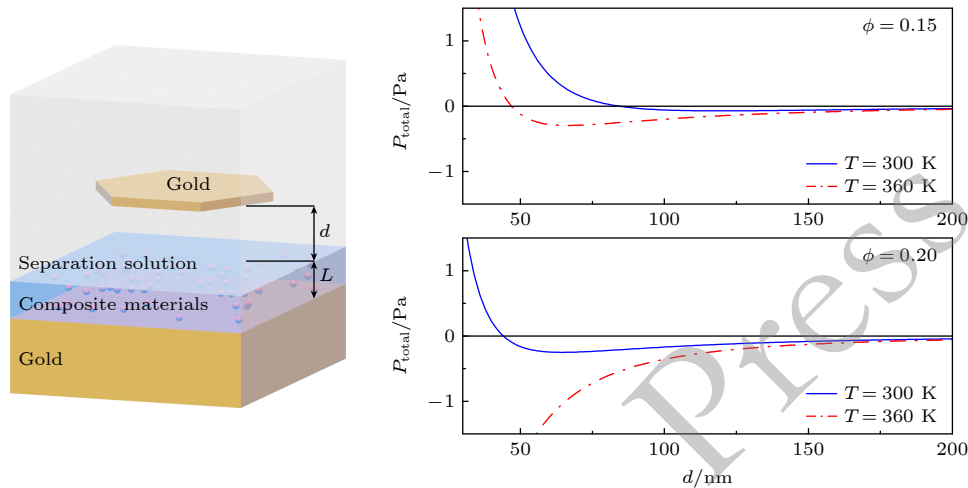
2) (*School of Physics and Electronic Engineering, Xinyang Normal University, Xinyang 464000, China*)

3) (*College of Physics, Chengdu University of Technology, Chengdu 610059, China*)

(Received 19 January 2026; revised manuscript received 27 March 2026)

Abstract

The Casimir interaction between a suspended metallic plate and a VO₂/PS phase-change composite nanofilm in a liquid environment is investigated. By exploiting the metal-insulator phase transition of VO₂, the electromagnetic response of the VO₂/PS composite nanofilm is systematically described using the Maxwell-Garnett, Cuming, and Bruggeman effective medium models. Based on these models and Lifshitz theory, the Casimir pressure is calculated and analyzed as a function of separation distance, filling fraction, film thickness, and temperature. The results show that the Casimir pressure strongly depends on both the VO₂ filling fraction and its phase state. Within a specific range of filling fractions, the temperature-driven phase transition of VO₂ enables a reversible transition of the Casimir interaction between long-range attraction and being a stable equilibrium state. As a result, the system allows for the creation, elimination, and continuous tuning of Casimir equilibria. This work provides a multi-parameter control of Casimir equilibria using phase-change composite materials and offers theoretical guides for the precise manipulation of Casimir interactions at a micro/nanoscale.



Keywords: Casimir interaction, phase-change composite materials, effective medium models, equilibrium control

DOI: [10.7498/aps.75.20260093](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260093)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260093](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260093)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants No. 11804288) and the Natural Science Foundation of Henan Province, China (Grant No. 252300423002).

† Corresponding author. E-mail: lixinge@hotmail.com